

## 陽子線治療用のワブラー照射法に対する線量分布計算の高精度化

著者	丹正 亮平
内容記述	この博士論文は内容の要約のみ公表しています
発行年	2014
学位授与大学	筑波大学 (University of Tsukuba)
学位授与年度	2013
報告番号	12102甲第6826号
URL	<a href="http://hdl.handle.net/2241/00123324">http://hdl.handle.net/2241/00123324</a>

# 数理物質科学研究科 博士論文の要約

専攻名	電子・物理工学
学籍番号	201130103
学生氏名	丹正 亮平
学位名	博士（工学）
指導教官	高田 義久

## 博士論文題目 陽子線治療用のワブラー照射法に対する線量分布計算の高精度化

### 1. 研究背景と目的

放射線がん治療のうち、陽子線治療は陽子線の持つ特徴的な深部線量分布（ブラッグカーブ）を利用して、従来の光子線治療よりも腫瘍に集中的な照射ができることから、近年注目されている治療法である（図 1）。陽子線治療では、加速器から取り出した細い陽子線をビームライン上に配置された照射野形成装置を使って拡大し、整形することで腫瘍形状に合致した線量分布を作る。この照射野形成法を拡大ビーム法といい、2重散乱体法と wobbler 法<sup>1)2)</sup>に大別される。国立がん研究センター東病院（以下、東病院）では、2つの回転Gantry 照射装置（G1, G2）のうち、G1 では wobbler 法、G2 では 2重散乱体法を採用している。図 2 には wobbler 法を使った照射野形の概略を示す。G1 の wobbler 法は一对の wobbler 電磁石と 1 つの散乱体を使って照射野を形成する（単一 wobbling 方式）。散乱体で側方向に散乱された拡大ビームが、wobbler 電磁石によってビームが描く円軌道上に混ぜ合わされることで、照射位置においては中心付近に均一な線量分布を形成する。このように拡大されたビームは、最後に腫瘍形状に合わせて作られたコリメータを通過することで整形され、実際の患者に照射される。照射野形成法を使って腫瘍に局限した線量分布を作るためには、高精度な計算法を使って線量分布を予測し、その結果に基づいた治療計画を立てる必要がある。現在の治療計画では pencil beam algorithm (PBA)<sup>3)4)</sup>という線量分布計算法が主に使われているが、PBA は側方向に大きな不均質領域がある場合、計算精度に問題があることが知られている。そこで、従来の PBA よりも高精度に線量分布を計算できる Simplified Monte Carlo (SMC) 法<sup>5)6)7)</sup>が開発され、東病院の G2 照射室の治療計画装置に先行して実装された<sup>8)</sup>。そこで本研究では、SMC 法を東病院の G1 の治療計画装置にも拡張し、照射野形成法に依らず高精度な線量分布計算を実現することを目的とする。

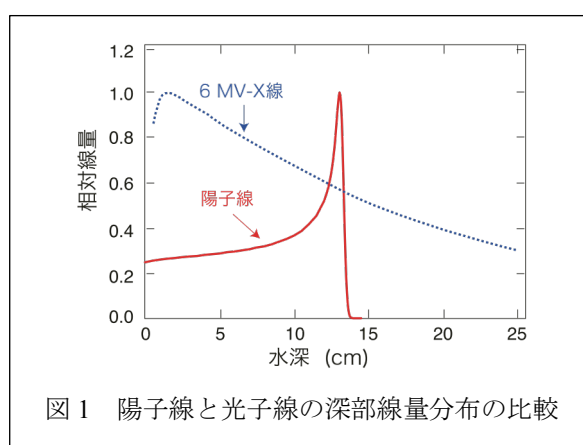


図 1 陽子線と光子線の深部線量分布の比較

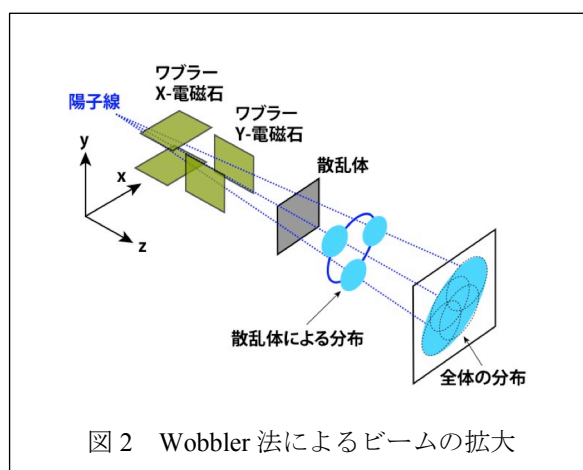


図 2 Wobbler 法によるビームの拡大

現在の治療計画では pencil beam algorithm (PBA)<sup>3)4)</sup>という線量分布計算法が主に使われているが、PBA は側方向に大きな不均質領域がある場合、計算精度に問題があることが知られている。そこで、従来の PBA よりも高精度に線量分布を計算できる Simplified Monte Carlo (SMC) 法<sup>5)6)7)</sup>が開発され、東病院の G2 照射室の治療計画装置に先行して実装された<sup>8)</sup>。そこで本研究では、SMC 法を東病院の G1 の治療計画装置にも拡張し、照射野形成法に依らず高精度な線量分布計算を実現することを目的とする。

G1 では側方線量分布が側方の互いに直交する 2 方向（図 2 の  $x, y$  方向）で異なり、更にそれが使用するコリメータの開口径にも依存するという G2 では見られない特性を示す。この原因は、G1 と G2 の照射野形成法の違いによって、入射陽子線の位置と角度の分布が異なるためである。SMC 法ではビームライン上流の照射野形成装置によるビームの広がりを入射ビームモデルとしてモデル化し、計算に使用する。よって、G1 への SMC

法の実装においては、G2とは異なる wobbler 法に適した正確な入射ビームモデルを新たに構築する必要があり、本研究では wobbler 法で拡大されたビームが持つ角度分布の非ガウス分布性と側方の非対称性を取り入れた新たな入射ビームモデル Non-Gaussian model with asymmetric variance (NonGMAV)を開発した。そして、NonGMAV を SMC 法の入射ビームモデルとして適用し、G1 照射室で得られた測定値と従来の入射ビームモデルを使った計算値と比較し、その精度検証を行った。新たに開発した線量分布計算の方法とその精度の検証結果を以下に報告する。

## 2. 研究方法

### 2.1 Wobbler 法の入射ビームモデルの構築<sup>9)10)</sup>

ここで図2に示すように座標系を定義し、ビームを  $x-z$  面内で偏向する wobbler 電磁石を X 電磁石、ビームを  $y-z$  面内で偏向する wobbler 電磁石を Y 電磁石と名付ける。

入射ビームモデルは、位相空間上の分布関数として表される。NonGMAV は、wobbler 電磁石を励磁しない場合の分布関数 に wobbler 電磁石を励磁したときの効果を組み合わせて構築される。電磁石を励磁しない場合、陽子線はビームラインに配置された機器を通過するときに散乱され、拡がりながら輸送される。ビームライン中を輸送される陽子線の位相空間における分布は2次元のガウス分布で良く近似でき、2次元の  $\sigma$  行列を使って計算される<sup>11)</sup>。このときの分布関数  $f_{wob,off}(x, y, \theta_x, \theta_y)$  は、以下の式のように表される。

$$f_{wob,off}(x, y, \theta_x, \theta_y) = \frac{1}{(2\pi)^2 \sigma_{11} \sigma_{22} (1 - r_0^2)} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left( \frac{x^2}{\sigma_{11}} + \frac{(\theta_x - \alpha x)^2}{\sigma_{22} (1 - r_0^2)} \right) \right\} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left( \frac{y^2}{\sigma_{11}} + \frac{(\theta_y - \alpha y)^2}{\sigma_{22} (1 - r_0^2)} \right) \right\} \quad (1)$$

$$\left( \sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{12} & \sigma_{22} \end{pmatrix}, \quad r_0 = \frac{\sigma_{12}}{\sqrt{\sigma_{11} \sigma_{22}}}, \quad \alpha = \frac{\sigma_{12}}{\sigma_{11}} = r_0 \sqrt{\frac{\sigma_{22}}{\sigma_{11}}} \right)$$

$\sigma_{11}, \sigma_{22}, \sigma_{12}$  は  $\sigma$  行列の各要素で、 $\sigma_{11}$  が位置の拡がりの分散、 $\sigma_{22}$  が角度の拡がりの分散、 $\sigma_{12}$  が位置と角度の共分散を表す。

次に wobbler 電磁石を励磁する場合の分布関数  $f_{wob,on}(x, y, \theta_x, \theta_y)$  を考える。電磁石を励磁する場合、X 電磁石は  $y$  方向の磁場を発生させ、その強度は時間  $t$  とともに  $B_y \cos \omega t$  で変動し、ビームを  $x-z$  面内で偏向させる。一方で、Y 電磁石は  $x$  方向の磁場を発生させ、その強度は時間  $t$  とともに  $B_x \sin \omega t$  で変動し、ビームを  $y-z$  面内で偏向させる。 $B_y, B_x$  の大きさを適当にとることでビーム中心がアイソセンターで円軌道を描くようにできる一方で、他の場所では楕円軌道を描く。 $\omega$  は角周波数で  $\omega t = \phi$  とすると、 $f_{wob,on}$  は以下のように表される。

$$f_{wob,on}(x, y, \theta_x, \theta_y) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\phi f_{wob,off} \left( x - R_{w,x} \cos \phi, y - R_{w,y} \sin \phi, \theta_x - \frac{R_{w,x}}{L_{w,x}} \cos \phi, \theta_y - \frac{R_{w,y}}{L_{w,y}} \sin \phi \right) \quad (2)$$

$R_{w,x}, R_{w,y}$  は電磁石によってビームが描く  $x, y$  方向の楕円の軸の長さ、 $L_{w,x}, L_{w,y}$  は計算開始位置から各電磁石までの距離である。式(2)に示すように NonGMAV は、電磁石の配置の違いを正確に取り入れることで、入射角度分布の非ガウス分布性、側方向の非対称性を再現できる。

入射ビームモデルの違いによる線量分布の計算精度への影響を調べるために、比較の対象として2つのガウス分布モデルを考えた。1つは入射ビームの角度分布に側方の非対称性を考慮していないモデルで Gaussian model with symmetric variance (GMSV) と名付けた。もう1つは、角度分布に側方の非対称性を取り入れたガウス分布モデルを Gaussian model with asymmetric variance (GMAV) として新たに考案した。GMSVは、従来の

wobbler法でPBAとともに使用されてきたモデルである<sup>12)13)</sup>。GMSVでは、 $x, y$ 方向で異なる角度分布に対して、その平均方向の違いは電磁石の配置の違いを考慮して取り入れられているが、その拡がりと同じ値を使用している。このときビームは楕円ではなく円軌道を描き、その半径を $R_w$ とすると、ある入射位置 $(x, y)$ でGMSVによって与えられる角度分布 $G(\theta_x, \theta_y; x, y)$ とその分散 $\sigma_\theta^2$ は以下のように表される<sup>9)11)12)</sup>。

$$G(\theta_x, \theta_y; x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma_\theta^2(r)} \exp\left(-\frac{(\theta_x - x/L_{w,x})^2 + (\theta_y - y/L_{w,y})^2}{2\sigma_\theta^2(r)}\right) \quad (3)$$

$$\sigma_\theta^2(r) = \sigma_{22} - \frac{\sigma_{12}^2}{\sigma_{11}} + \left(\frac{\sigma_{12}}{\sigma_{11}}\right)^2 R_w^2 \left(\frac{1}{2} + \frac{I_2(rR_w/\sigma_{11})}{2I_0(rR_w/\sigma_{11})} - \frac{I_1^2(rR_w/\sigma_{11})}{I_0^2(rR_w/\sigma_{11})}\right) \quad (4)$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}$$

$I_n(z)$ は $n$ 次の変形ベッセル関数である ( $n = 0, 1, 2$ )。GMSV から GMAV への拡張は、式 (4) の角度分散の計算において、 $x$ 方向では $R_w = R_{w,x}$ 、 $y$ 方向では $R_w = R_{w,y}$ に置き換えることで $x, y$ 方向で異なる角度分散が得られる。

## 2.2 Simplified Monte Carlo (SMC) 法

2.1 で説明した 3 つの入射ビームモデルを SMC 法にそれぞれ適用して線量分布を計算し、入射ビームモデルの違いが与える計算精度への影響を調べた。

SMC 法は個々の陽子の軌跡を確率的に計算し、各陽子が付与する線量を合算することで全体の線量分布を求める。各陽子を発生させるときの初期角度分布は、入射ビームモデルによって決定される。媒質中を進む陽子の軌跡を計算するためには、陽子が媒質を構成する物質との間で起こす物理的相互作用を計算する必要がある。陽子と物質の相互作用としては、主にクーロン散乱、陽子のエネルギー損失、原子核相互作用がある。このうち SMC 法では、クーロン散乱と陽子のエネルギー損失のみを計算する。

まず、クーロン散乱は陽子と物質を構成する物質原子の原子核との間で起きる電磁的相互作用によって、陽子の進行方向が偏向される現象である。ある厚さの物質を進む陽子は多数回のクーロン散乱を受け、その軌跡を不規則に変えながら物質中を進む。この過程を多重クーロン散乱という。多重クーロン散乱による陽子の角度分布はガウス分布でよく近似され、SMC 法でも同様の近似を使う。ガウス分布で近似したときの角度分布の RMS 値は、Highland の簡易式<sup>14) 15) 16)</sup>を使って計算し、それに従う正規乱数を生成することで陽子の進行方向を決定する。

一方、エネルギー損失は水等価厚モデルを使って計算される<sup>17)</sup>。水等価厚モデルとは、ある厚さの物質を通過したときに陽子が損失するエネルギーを同じエネルギー損失を起こす水の厚さに換算するモデルである。同じエネルギー損失を起こす水の厚さと対象とする物質の厚さの比を水等価厚比とよび、物質固有の値を持つ。水等価厚比を使って、任意の物質におけるエネルギー損失を水中での飛程損失として換算できるので、その線量付与の計算は、水中で測定したブラッグカーブの測定値を使って与えることができる。このように水等価厚モデルと測定した水中深部線量分布を使って、陽子のエネルギー損失に伴う線量付与の値を計算する。SMC 法では原子核相互作用や陽子の物質中での電離損失の揺らぎ個々の陽子について計算していないが、これらの効果の線量分布への影響も、ブラッグカーブの測定値に平均的には反映されていると言える。陽子線と物質の全ての相互作用を取り入れた Full Monte Carlo 法では、これらの効果を個々の陽子に対して正確に計算可能であるが、計算時間は格段に増加し、臨床上実用的でない。SMC 法は、個々の陽子の多重クーロン散乱を追跡することで側方の不均一が大きい媒質内の線量付与を正確に再現できると同時に、計算時間も Full Monte Carlo 法に比

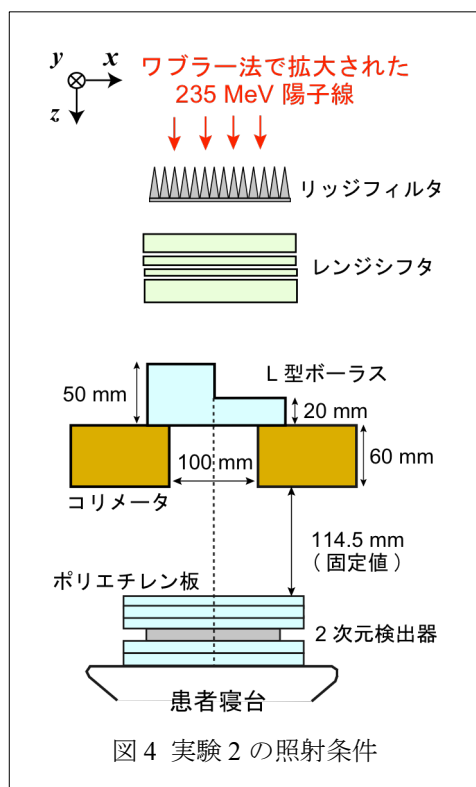
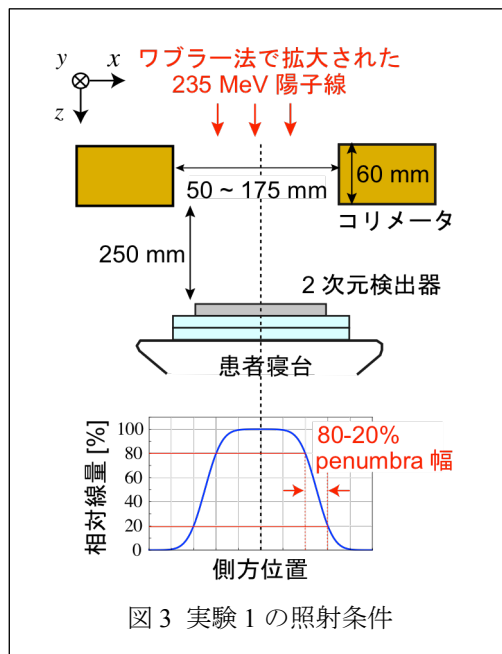
べ圧倒的に短く、スピードと精度のバランスが良い計算法と考えられる。

最後に、SMC 法で計算した線量分布は、発生させる粒子数によって統計的にばらつき、線量分布の計算精度に大きく影響する。本研究では、線量分布の統計誤差を分布の平坦領域でピーク線量の 0.5% rms 以下となるように粒子数を調整した。

## 2.3 実験方法

線量分布計算の精度を検証するため 2 つの実験を行い、得られた測定結果を計算結果と比較した。まず実験 1 の条件を図 3 に示す。実験 1 では wobbler 法で拡大された 235 MeV の単一エネルギーの陽子線が正方形の開口部を持つコリメータ（正方形の 1 辺が 50, 100, 175 mm の 3 条件）を通過後に作る線量分布を空气中で測定した。測定される線量分布の概形は図 3 の下図のようになる。この線量分布において、分布の平坦部の線量を 100% としたとき、線量が 80% から 20% に減少する側方の幅を 80-20% penumbra 幅とよび、分布のキレの良さを表す指標としてよく用いられる。80-20% penumbra 幅はコリメータに入射する陽子線の角度分布の広がり依存し、角度分布の広がりが大きいほど 80-20% penumbra 幅も大きくなる。そこで 80-20% penumbra 幅を各コリメータ開口幅の条件で、 $x, y$  方向についてそれぞれ測定し、入射角度分布の入射位置に対する依存性と  $x, y$  方向に対する非対称性を調べた。測定には、空間分解能 5 mm の電離箱が  $x, y$  方向にそれぞれ 10 mm 間隔で配置され、全部で 27×27 チャンネルある 2 次元検出器 PTW 2D Array seven29™ を用いた。この検出器を  $x, y$  方向にそれぞれ 2.5 mm 間隔ずつ移動させながら分布を測定した。測定は 1 つの条件につき 3 回行い、計算値との比較にはその平均値を使用した。3 回測定における線量分布平坦部の相対的な線量誤差は 0.35 % rms であった。

次に実験 2 では、図 4 に示すように、陽子線が L 型のボーラスとコリメータを通過後の側方線量分布を 2 次元検出器で 5 mm 間隔で測定した。ボーラスとは本来、線量分布を腫瘍の深部輪郭に合わせるための器具で、患者毎の腫瘍形状に合わせて作られるが、本実験では幾何学的に単純な L 型構造とした。また、本実験では実際の治療でも使用するリッジフィルタ、レンジシフタを使用した。リッジフィルタはブラッグピークを深部方向に拡大させ、腫瘍への付与線量を深部方向に均一にする器具である。本実験ではブラッグピークの拡大幅（spread-out Bragg peak (SOBP) 幅）を 60 mm とするリッジフィルタを使用した。また、レンジシフタは陽子線の飛程（物質に入射し、停止するまでの距離）を調整するためのアクリル製の平板で、本実験では厚さ 60 mm とした。図 4 のように検出器をポリエチレン板（水等価厚比: 1.02）で挟み、検出器上のポリエチレンの厚さを 0~152 mm の範囲で変えて線量分布を測定した。このとき、コリメータ下流面と上積みポリエチレンの上流面の距離が常に一定となるように、検出器の下のポリエチレンの厚さを同時に調整した。これは、患者体内の様々な深さにおける線量分布の測定を模擬している。ボーラス



は、患者体内の様々な深さにおける線量分布の測定を模擬している。ボーラス

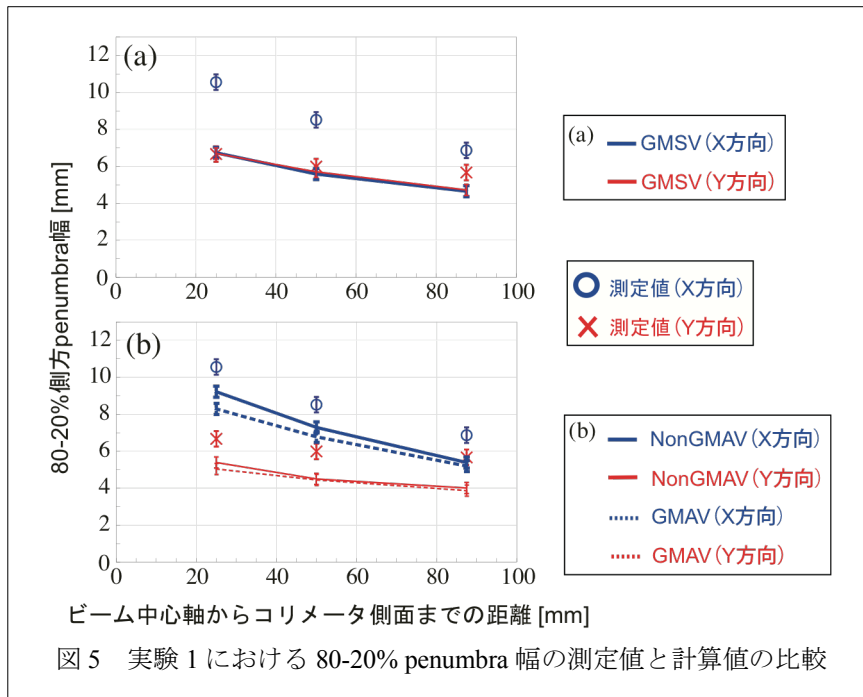
は $x$ 方向に L 型構造を持つもの（図 4 はこの場合を表示してある）と $y$ 方向に持つものの 2 種類を用意し、それぞれの方向に対して測定した。実験 2 でも実験 1 と同様に測定は 1 つの条件につき 3 回行い、その平均値を計算値と比較した。

### 3. 結果

#### 3.1 実験 1 正方形コリメータを使った空気中での penumbra 測定の結果

図 5 に実験 1 において空気中で測定した 80-20% penumbra 幅とその計算結果の比較を示す。図 5 (a) は、入射ビームモデルとして従来の GMSV を使ったときの SMC の計算結果と測定値を比較しており、(b) は GMAV、NonGMAV を使ったときの比較結果を示している。

測定値は  $x, y$  方向ともにコリメータの開口幅が小さくなるほど penumbra 幅が大きくなった。また  $x$  方向の値の方が  $y$  方向よりも大きく、開口幅の最も小さい条件（一边が 50 mm）では  $x, y$  方向で 4 mm 程度の差が現れた。これらの測定結果は、ビーム軸近くに入射する陽子線ほど、また  $y$  方向よりも  $x$  方向の方が入射角度分布の拡がり大きいことを示している。図 5 (a) において、入射角度分布の  $x, y$  方向に対する非対称性を考慮していない GMSV を使った計算結果は、 $x, y$  方向の値の違いを明らかに再現できておらず、両方向とも同じ値が得られた。一方で、入射角度分布の  $x, y$  方向に対する非対称性を取り入れている GMAV と NonGMAV の計算結果は、この違いを再現している（図 5 (b)）。GMAV と NonGMAV の比較では、コリメータ開口幅が小さい条件で penumbra 幅の差が大きくなり、 $x$  方向で最大 1.5 mm 程度だった。この差は入射角度分布の非ガウス分布性が、線量分布計算の精度に影響を与えるためと考えられる。しかし、NonGMAV を使った計算でも測定値と間に系統的な差が残った。これは入射ビームモデルの不正確性、SMC 法の計算精度の問題、あるいはその両方に起因しており、今後の課題となった。



#### 3.2 実験 2 L 型ボースを通過後の線量分布の測定結果

図 6 は実験 2 において、検出器上のポリエチレン板の厚さが 98 mm のときの線量分布の比較結果を示している。図 6 (a) ~ (c) は全体の線量分布の比較、(d) ~ (f) は分布の中心付近を拡大した比較図である。(d) ~ (f) の下図は各計算値の  $x$  方向の値から  $y$  方向の値を引いた差分である。また計算結果は入射ビームモデルと

して（左）GMSV、（中）GMAV、（右）NonGMAVを使ったときの結果をそれぞれ示している。

最初に入射ビームモデルの $x, y$ 方向に対する非対称性が線量分布の形成に与える影響について注目する。測定値において、L型ボアスの中央の段差を通過した部分で線量分布の凹凸が見られたが、 $x$ 方向の方が $y$ 方向よりも線量分布の変化が緩やかだった。これは $x$ 方向の入射角度分布の方が $y$ 方向よりも拡がりが大きいのことを示しており、実験1で見られたpenumbra幅の違いと矛盾しない結果である。この側方分布の違いに対して、入射角度分布の $x, y$ 方向に対する非対称性を考慮していないGMSVは実験1の結果と同様に測定値を再現できず、 $x, y$ 方向ともに同じ線量分布となった（図6(d)）。一方で、 $x, y$ 方向に対する非対称性を取り入れているGMAV、NonGMAVはこの違いを再現していることがわかる（図6(e), (f)）。つまり、実験1のような簡略化された照射条件だけでなく、実験2のような実際の照射条件でも角度分布の非対称性は線量分布の形成に影響を与え、加えてそれが体内深く進んだときでも現れることを示している。これらの結果から入射ビームモデルの $x, y$ 方向の非対称性を線量計算に取り入れることは、その精度を保つ上で重要だと言える。

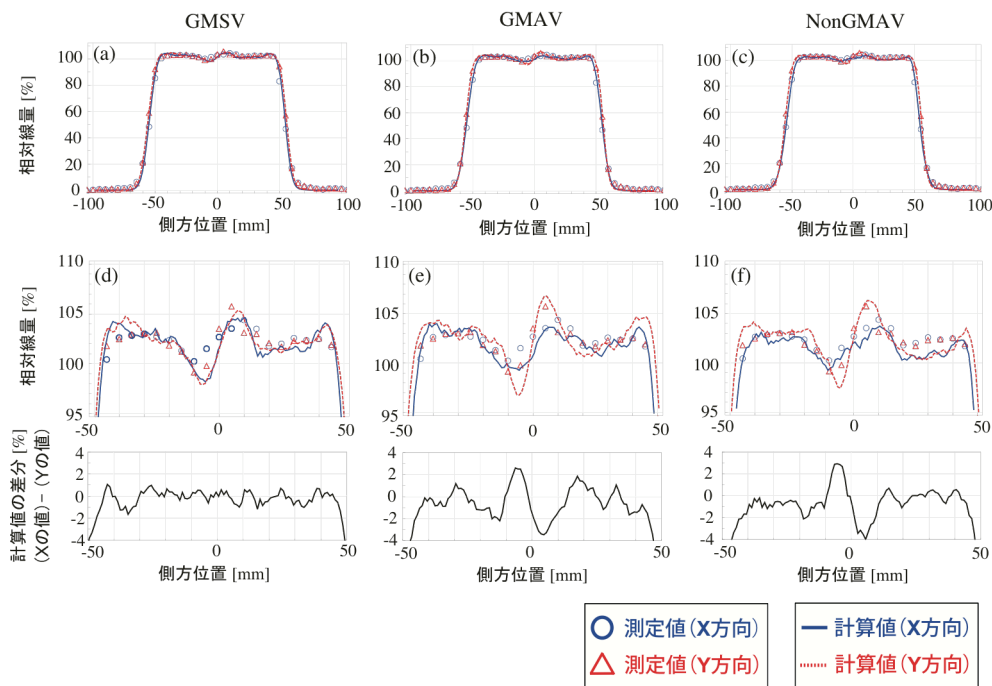


図7 実験2: 上積みポリエチレン 98 mm の条件における測定値と計算値の比較結果

測定誤差の大きさは図中のマークに収まる程度であるため省略した。また、それぞれの計算値の統計誤差は0.5% rms であるため、計算値の差分の統計誤差は0.7% rms である。

次に、入射角度分布の非ガウス分布性が線量分布の形成に与える影響に注目する。図7には図6と同じ上積みポリエチレン 98 mm の条件における線量分布を $x, y$ 方向でそれぞれ比較している。計算値はGMAVとNonGMAVを使ったときの結果を方向毎に比較している。図7の下図に示すようにNonGMAVとGMAVの計算値の差分は統計誤差の範囲内に収まった。つまり実験2の照射条件においては、入射角度分布の非ガウス分布性が線量分布の計算精度に与える影響は殆どないと言える。これは実験1で使用していないリッジフィルタやレンジシフタ、ボアス中での散乱で角度分布が大きく広がったためと考えられる。しかし、図5で示したように実験1では、陽子線の入射位置がビーム軸に近いほどNonGMAVとGMAVの違いが現れる傾向にあった。よって、実験2で使用したような実際の照射条件でもコリメータのエッジ位置がビーム軸に近い場合、あるいはビーム軸を覆って突き出したような場合に差が現れる可能性がある。これらの条件における計算精度の検証をしていくことが今後の課題である。



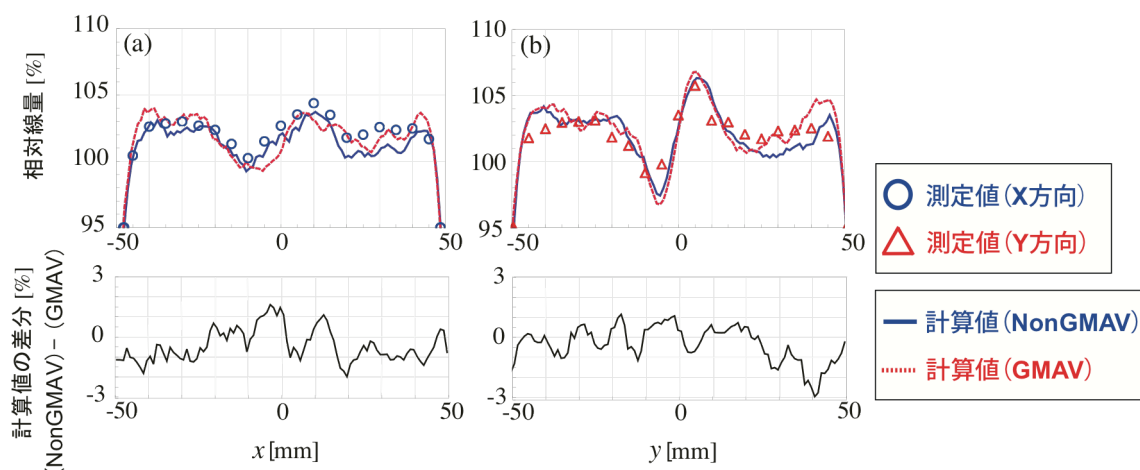


図7 実験 (2) : 上積みポリエチレン 98 mm の条件における各方向での測定値と計算値の比較  
図7と同様に測定誤差の大きさは図中のマークに収まる程度であるため省略した。また、計算値の差分の統計誤差も図7と同様 0.7% rms である。

#### 4. 考察

結果の章で示したように、入射ビームモデルの違いによって SMC 法の線量分布の再現精度に違いが見られた。この違いの原因を詳しく調べるため、各入射ビームモデルによって計算される陽子線の入射角度分布を比較した。実験1と同じ照射条件における GMAV と NonGMAV の入射角度分布の計算結果を図8に示す。入射位置として  $(x, y) = (25, 0), (50, 0), (87.5, 0), (0, 25), (0, 50), (0, 87.5)$  mm の6ヶ所を選択した。これらの入射位置は、実験1で使用した3つの正方形コリメータのエッジ位置と一致する。

図8に示すように NonGMAV で計算した角度分布は、全て2つのピークを形成した。このような角度分布が形成される機構について図9を用いて説明する。図9の電磁石の配置は側方向がx軸の場合を表しているが、陽子線の軌跡はx,y方向の軌跡を1つの平面で重ねて表示している。最初に陽子線は2つの電磁石によってx,y方向にそれぞれ偏向される。いま偏向を受けた陽子線が散乱体上で描く軌道を考える。陽子線が受ける偏向角は、下流に位置するY電磁石で受ける角度の方が、上流のX電磁石で受ける角度よりも大きい、散乱体からY電磁石までの距離はX電磁石までの距離よりも短い。結果的に散乱体上でのy方向における原点からビーム中心軸までの距離（線分CO、DO）のほうが、x方向における距離（線分AO、BO）よりも短くなり、ビームは散乱体上で、x方向を長軸、y方向を短軸として楕円軌道を描く。そして、ある位置P(x,y)に入射する陽子線の代表的な軌跡は、図中に示すようにx方向についてはA-PとB-P、y方向についてはC-PとD-Pとなり、これら2つの成分によって2のピークを持った角度分布が形成される。

次に図9を使って、(1) x,y方向の角度分布の拡がりの違い、(2) 入射位置の変化によるピークの高さの変化、(3) ガウス分布の近似精度について説明する。

まずx,y方向の角度分布の拡がりの違いは、散乱体上でビームが描く楕円の軸の長さの違いに起因する。楕円軸の長さは、y方向（線分CD）の方がx方向（線分AB）よりも短い。よって、点Pに入射する角度分布の2つのピーク間の距離もy方向の方が短くなり、全体的な角度分布の拡がりもx方向より小さくなる。

次に入射位置の変化によって、ピークの高さが変化する理由を説明する。まず左側のピークを作っている主成分は、x方向ではBP、y方向ではDPが描く軌跡で、右側のピークを作っている主成分はx方向ではAP、y方向ではCPが描く軌跡である。図9に示すように、入射位置Pが中心から離れるに連れて右側のピークが減少している。これは点A、Cと点Pの距離が離れることによって、点Pへ寄与する粒子の数が減少したためである。逆に入射位置Pが中心から離れるに連れて左側のピークは増加しているが、これは点B、Dと点Pの距離



が近くなることによって、点 P へ寄与する粒子の数が増加したためである。散乱体から陽子はガウス分布状に広がっていくので、点 P への寄与率は計算位置の平面におけるガウス分布の広がり、そこでの楕円軸の長さから算出することが出来る。また、入射位置 P が中心から離れるに連れて右側のピークが減少し、結果的に角度分布の広がりが小さくなっている。これにより、コリメータ通過後に陽子線が作る penumbra 幅が小さくなる傾向にあり、実際に図 5 に示した penumbra 幅とコリメータ開口幅の関係と一致している。

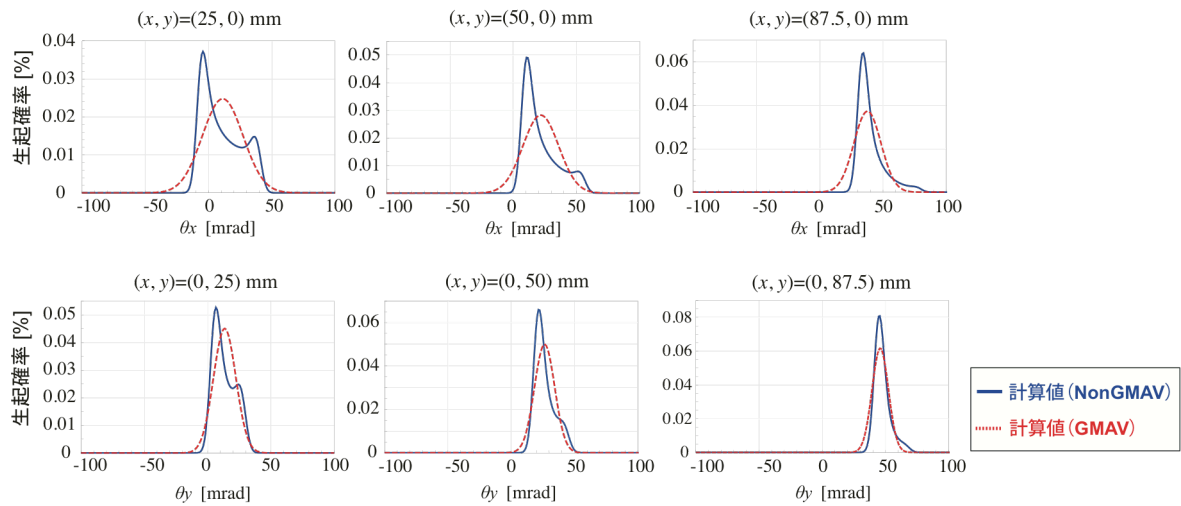
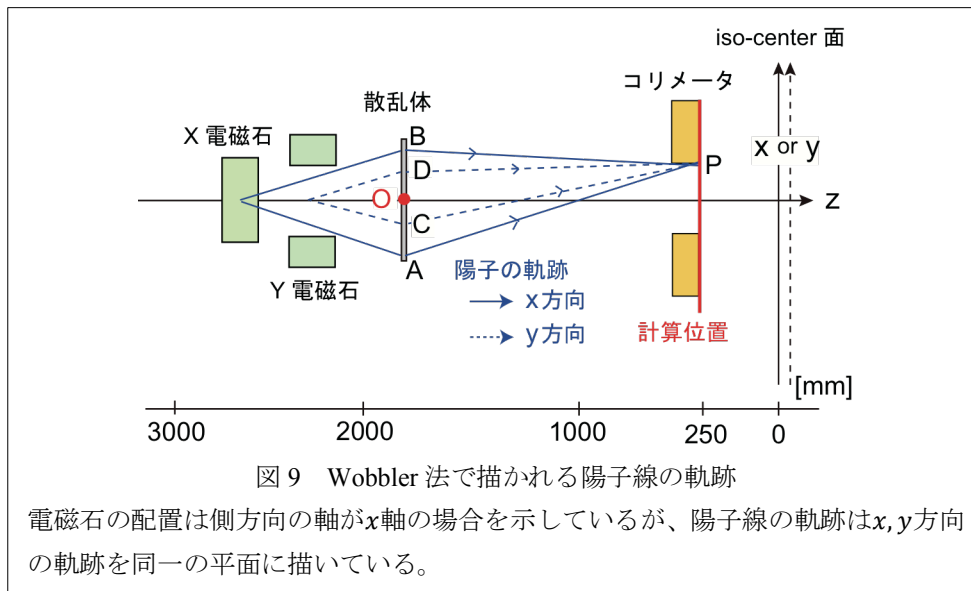


図 8 実験 1 の照射条件における NonGMAV と GMAV の入射角度分布の比較  
(比較した側方位置は実験 1 のコリメータエッジ位置と一致する)



最後に入射位置 P に依存するガウス分布の近似精度について述べる。上述したように、入射位置 P が中心から離れるに連れて、右側の角度成分ピークが減少し、徐々に 1 つのピークを持つ角度分布に変化していく。図 8 からわかるように、ピークが 1 つになることでガウス分布からの乖離が小さくなり、特に角度分布の広がりが小さい y 方向で近似精度がよくなる。つまり、角度分布の 2 つのピークが明確なほどガウス分布との乖離は大きくなり、線量分布の計算精度に影響を与えと言える。実際に図 5 に示した NonGMAV と GMAV で計算された penumbra 幅の比較では、y 方向よりも x 方向の方で差が大きく、コリメータ側面がビーム軸に近いほ

ど差が大きい。これも図 8 の角度分布の比較から矛盾なく説明できる。

## 5. 結論

Wobbler 法において、入射ビームの角度分布の $x, y$ 方向に対する非対称性と非ガウス分布性を取り入れた入射ビームモデル (NonGMAV) を SMC 法と組み合わせることによって、従来の入射ビームモデル (GMSV) を使った場合より高精度に線量分布を再現できた。特に入射角度分布の側方向に対する非対称性が線量分布の計算精度に与える影響は大きかった。よって、SMC 法に限らず PBA においても HMSV の使用は精度上問題であり、少なくとも非対称なガウス分布モデル (GMAV) を使うべきである。

入射ビームの角度分布の非ガウス分布性は、リッジフィルタやレンジシフタ、ボーラスを使わない単一エネルギーの実験条件においては、照射野の小さい場合に空気中の penumbra 幅の違いとして現れたが、リッジフィルタやレンジシフタ、L 型ボーラスを使った実験では有意な差はなかった。リッジフィルタやレンジシフタ、ボーラスを使った実際の患者照射条件で、どのような場合に入射角度分布の非ガウス分布性が線量分布計算に影響を与えるのか、今後の課題として調べていく。しかし現状でも、SMC 法においては原理的に精度の高い NonGMAV を使用の方が有用と考える。NonGMAV を入射ビームモデルとした SMC 法を使うことで、wobbler 法でも 2 重散乱体法と同等の精度と時間で線量分布計算が可能になった。

## 参考文献

- 1) Renner T R and Chu W T, “Wobbler facility for biomedical experiments”, *Med. Phys.* **14** (1986) 825-834.
- 2) Kanai T, Endo M, Minohara S *et al*, “Biophysical characteristic of HIMAC clinical irradiation system for heavy-ion radiation therapy”, *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **44** (1999) 201-210.
- 3) Hong L, Goitein M, Buccioli M *et al*, “A pencil beam algorithm for proton dose calculations”, *Phys. Med. Biol.* **41** (1996) 1305-1330.
- 4) Kellie R R, Erik G and Anders M, “Dose calculations in proton beams: range straggling corrections and energy scaling” *Phys. Med. Biol.* **40** (1995) 1031-1043.
- 5) Sakae T, Nohtomi A, Maruhashi A *et al*, “Multi-layer energy filter for realizing conformal irradiation in charged particle therapy”, *Med. Phys.* **27** (2000) 368-373.
- 6) Kohno R, Sakae T, Takada Y *et al*, “Simplified Monte Carlo dose calculation for therapeutic proton beams”, *Jpn. J. Appl. Phys.* **41** (2002) L294-297.
- 7) Kohno R, Takada Y, Sakae T *et al*, “Experimental evaluation of validity of simplified Monte Carlo method in proton dose calculations”, *Phys. Med. Biol.* **48** (2003) 1277-1288.
- 8) Hotta K, Kohno R, Takada Y *et al*, “Improved dose-calculation accuracy in proton treatment planning using a simplified Monte Carlo method verified with three-dimensional measurements in an anthropomorphic phantom”, *Phys. Med. Biol.* **55** (2010) 3545-3556.
- 9) Tomura H, Kanai T, Higashi A *et al*, “Analysis of penumbra for uniform irradiation fields delivered by a wobbler method”, *Jpn. J. Med. Phys.* **18** (1998) 42-56.
- 10) Tansho R, Takada Y, Kohno R, Hotta K, Hara Y, Mizutani S and Akimoto T, “Experimental verification of dose calculation using the simplified Monte Carlo method with an improved initial beam model for a beam-wobbling system”, *Phys. Med. Biol.* **58** (2013) 6047-6064.
- 11) Eyges I, “Multiple scattering with energy loss”, *Phys. Rev.* **74** (1948) 1534-1535.
- 12) Kanematsu N, Akagi T, Futami Y *et al*, “A proton calculation code for treatment planning based on the pencil beam algorithm”, *Jpn. J. Med. Phys.* **18** (1998) 88-103.

- 13) Kanematsu N, Akagi T, Takatani Y *et al*, “Extended collimator model for pencil-beam dose calculation in proton radiotherapy”, *Phys. Med. Biol.* **51** (2006) 4807-4817.
- 14) Highland V L, “Some practical remarks on multiple scattering”, *Nucl. Instrum. Methods.* **129** (1975) 497-499.
- 15) Highland V L, “Some practical remarks on multiple scattering”, *Nucl. Instrum. Methods.* **161** (1979) 171.
- 16) Gottschalk B, Koehler A M, Schneider R J *et al*, “Multiple Coulomb scattering of 160 MeV protons”, *Nucl. Instrum. Methods. B* **74** (1993) 467-490.
- 17) Chen G T, Singh R P, Castro J R *et al*, “Treatment planning for heavy ion radiotherapy”, *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **5** (1979) 1809-1819.